

12. Купчишин А.И., Тепикин Б.Г., Тлебаев К.Б. Методика измерения теплофизических свойств материалов. — В сб.: Труды 8-й конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов. Томск, 1993, с. 42—43.
13. Vanni H., Rabolt I. Fourue transform infrared investigation of the effects of irradiation on the 19— 30 °C phase transmission in PTFE. — J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed., 1980, v. 18, № 3, p. 587—596.
14. Брискман Б.А., Рогова В.Н., Дударев В.Я., Нойфех А.И. Исследование кристалличности ПТФЭ методами РСА и ДСК. — Высокомолек. соедин., 1989, т. А31, № 7, с. 539—543.

Поступило в Редакцию 3.08.95

УДК 621.039.76:621.396.96

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ВЫБРОСОВ АЭС

Елохин А.П., (ВНИИАЭС), Кононов Е.Н. (Академия химзащиты)

Использование радиолокационных станций (РЛС) как средства обнаружения радиоактивных выбросов АЭС в атмосфере основано на особенностях распространения электромагнитных волн в плазме, которые достаточно хорошо изучены для ионосферы. Распространению же электромагнитных волн в плазме, возникающей в пограничном слое атмосферы при рассеянии радиоактивной примеси, обусловленной выбросами АЭС, до недавнего времени не уделялось должного внимания в силу того, что источники плазмы имеют техногенное происхождение. В настоящей работе делается попытка восполнить этот пробел посредством предоставления как экспериментальных данных о регистрации ионизированных образований, возникающих в атмосфере либо действительно за счет выбросов радиоактивной примеси, либо за счет ионизации воздушной среды γ - β -излучением различных поверхностей (вентиляционных труб, крыш, могильников радиоактивных отходов) на АЭС и других радиационно опасных предприятиях, с помощью РЛС, так и рассмотрением теоретических вопросов формирования и динамики плазмы в пограничном слое атмосферы и распространения электромагнитных волн.

В дальнейшем под факелом радиоактивных «выбросов» будем понимать плазменные образования (плазмойды), в первую очередь возникающие за счет ионизации воздуха γ - β -излучением загрязненных поверхностей радиационно опасных объектов, особо оговаривая плазменные образования, возникающие действительно вокруг факела или облака радиоактивной примеси, поступающей в атмосферу при выбросах из вентиляционных труб АЭС. В этом случае во фразе «факел радиоактивных выбросов» кавычки будут отсутствовать.

Экспериментальные работы по исследованию возможности обнаружения и идентификации радиоактивного облака, возникающего в результате рассеяния примеси в атмосфере при выбросах АЭС и других радиационно опасных объектов, с помощью радиолокационных средств впервые были предприняты сразу после аварии на Чернобыльской АЭС и затем в 1989—1992 гг. на украинских и некоторых российских АЭС [1]. Работы проводились с использованием РЛС, работающих в санти-, деци- и метровом диапазоне длины волны.

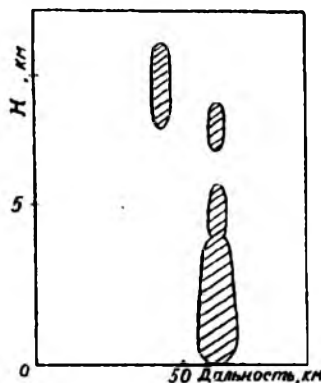
Факелы «выбросов» наблюдали на дальностях в диапазоне 11—65 км, предельная дальность их обнаружения составляла 500 км с предельной чувствительностью по выбросам радиоактивной примеси АЭС до нескольких кюри в сутки. Результаты экспериментальных исследований в качестве иллюстрации приведены на рис. 1 и состоят в следующем:

1. Структура факела «выбросов», являющегося радиолокационной целью, представляет собой длинный цилиндр или вытянутый усеченный конус (их плоскую проекцию) высотой от нескольких сотен метров до нескольких километров и в поперечнике — от нескольких десятков метров до 400—500 м, нижняя (широкая) часть которого располагается над вентиляционной трубой АЭС, а верхняя является прерывистой и может отделяться от основной фигуры или удаляться от нее в сторону.

2. Радиолокационный сигнал от тепловых выбросов в указанном диапазоне длины волн почти не отражается. Этот результат следует из наблюдений за выбросами более 100 ТЭЦ, работающих на газе.

3. Радиолокационные характеристики факела «выбросов» радиационно опасных объектов (предприятий, производящих радиационные материалы, реакторов, топлива, мест захоронения радиоактивных отходов) и АЭС идентичны.

4. Высота цели радиолокационных сигналов от факела выбросов Запорожской АЭС в метеорологических условиях, характеризующихся сильным ветром (буря), составляла ~600 м, ее интенсивность не изменялась и сама цель в отличие от метеообразований на экране локатора не перемещалась.



Р и с. 1. Радиолокационные сигналы нештатного выброса Запорожской АЭС 30.10.89 с экрана высотомера

В п. 1, 3, 4, регистрируемое отражение радиолокационного сигнала может быть обусловлено следующими причинами:

- а) отражение от самих частиц радиоактивной примеси факела выбросов;
- б) отражение от флуктуаций плотности факела выбросов;
- в) отражение от плазменных образований, обусловленных ионизацией воздуха γ -излучением либо радиоактивной примеси факела выбросов, которые поступают из вентиляционных труб АЭС в атмосферу, либо загрязненных радиоактивной пылью внутренних поверхностей вентиляционных труб АЭС и других радиационно опасных предприятий.

В п. а неявно предполагается, что факел выбросов может подниматься на значительную высоту (до нескольких километров). Поскольку высота подъема газовой струи факела штатных выбросов даже при условиях безразличного равновесия (штиль) не может составлять 600 м и более, причем при сильном ветре (п. 4), когда высота подъема струи равна нулю, то предположение является несостоятельным в силу противоречия как экспериментальным, так и расчетным данным о подъеме струи в поперечном газовом потоке.

Флуктуации плотности факела выбросов согласно закону Клапейрона связаны с флуктуацией температуры ($\rho = R^{-1}P/T$, R — газовая постоянная; ρ — плотность; P — давление, T — температура, К). Последняя не отражает радиолокационный сигнал согласно п. 2, в силу чего предположение п. б является несостоятельным.

Первую часть п. в также следует признать несостоятельной, поскольку пришлось бы допустить, что подъем факела выбросов радиоактивной примеси достигает нескольких километров, и тем самым вступить в противоречие с экспериментальными данными. Таким образом, остается, что отражение радиолокационного сигнала связано с плазменным образованием (столбом), возникающим в атмосфере над вентиляционной трубой АЭС, захоронениями радиоактивных отходов в результате ионизации воздуха γ - β -излучением загрязненных радиоактивной пылью поверхностей, в частности, внутренней поверхностью вентиляционных труб, γ - β -излучением радиоактивных отходов и т.д. В случае действительно выбросов радиоактивной примеси в атмосферу нет оснований считать, что факел поднимается на значительную высоту, тем более при сильном ветре. Наблюдаемая РЛС-цель есть результат отражения электромагнитных волн от ионизационного столба, создаваемого источником, в качестве которого можно рассматривать вентиляционную трубу, заполненную радиоактивным газом. Наличие «перетяжек» в верхней части наблюдаемых РЛС-целей, по-видимому, связано со слоистостью пограничного слоя атмосферы. Сдвигом слоев относительно один другого может быть объяснено и отделение части столба от основной массы. Чтобы ответить более подробно на эти и другие вопросы, связанные с устойчивостью ионизационного образования, необходимо рассмотреть механизм образования и релаксации ионизационного слоя, а также подъем и распространение радиоактивной примеси в атмосфере при выбросах с АЭС.

Распространение радиоактивной примеси в атмосфере в рамках модели пограничного слоя атмосферы [2] описывается уравнением турбулентной диффузии, решение которого при поперечной составляющей скорости воздушного потока равной нулю в декартовой системе координат для стационарного случая с точечным источником имеет вид

$$S = P_s \exp\left(-\left[\frac{\sigma x}{U} + \frac{Wx^2}{4KU} + \frac{W(z - h_{\text{эф}})}{2K}\right]\right) \left\{ \frac{\exp(-[h_{\text{эф}} + z]^2 \bar{U}/4Kx) + \exp(-[h_{\text{эф}} - z]^2 \bar{U}/4Kx)}{\sqrt{4K\bar{U}x}} - \right. \\ \left. - \frac{(2\beta - W)}{2KU} \exp\left[-\frac{(2\beta - W)(z + h_{\text{эф}})}{2K} + \left(\frac{2\beta - W}{2K}\right)^2 \frac{\bar{K}x}{U}\right] \operatorname{erfc}\left[\left(\frac{2\beta - W}{2K}\right) \sqrt{\bar{K}x/U} + \frac{(z + h_{\text{эф}})}{2\sqrt{\bar{K}x/U}}\right]\right\}; \quad (1)$$

$$q(x, y, z) = \frac{S(x, z)}{\sqrt{2\pi} \sigma_y(x)} \exp(-y^2/2\sigma_y^2(x)); \quad \sigma_y^2(x) = \frac{bx^2}{U^2(1 + 0,015b\bar{x}/KU)},$$

где P_s — мощность выброса; σ — постоянная вымывания примеси из атмосферы дождями, снегом и т.д.; W — гравитационная скорость осаждения радиоактивной примеси; $h_{\text{эф}}$ — эффективная высота подъема струи; $q(x, y, z)$ — концентрация радиоактивной примеси в атмосфере, $\text{Ки}/\text{м}^3$; β — коэффициент сухого осаждения; U, K, b — усредненные по высоте пограничного слоя скорость ветра (продольная) воздушного потока, коэффициент турбулентной диффузии, энергия турбулентных пульсаций соответственно; $\operatorname{erfc}(t) = 1 - \operatorname{erf}(t)$; $\operatorname{erf}(t) = 1 - (a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3) \exp(-t^2)$; $p = 0,47047$; $\tau = 1/(1 + pr)$; $a_1 = 0,3480242$; $a_2 = -0,0958798$, $a_3 = 0,07478556$.

Выброс и перенос радиоактивной примеси происходят в пограничном слое атмосферы, характеризующимся определенным составом воздуха, %: азот 75,5, кислород 23,2, аргон 1,3. Азот и кислород присутствуют в основном в молекулярном виде [3].

В ионизированном воздухе в пределах пограничного слоя атмосферы молекулярные ионы O_2^+ , N_2^+ , O_2^- составляют большинство, количество атомарных в 10 раз меньше [4]. Свободные электроны также отсутствуют, поскольку при большой плотности молекул $O_2 \sim 0,54 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ захватываются ими, образуя отрицательные ионы. Система уравнений, определяющих концентрацию положительных, отрицательных ионов и электронов, имеет следующий вид: $dN^+/dt = GI - k_u N^+ N^- - k_e N^+ N_e$; $dN^-/dt = k_3 N_0 N_e - k_u N^+ N^-$; $dN_e/dt = GI - k_3 N_0 N_e - k_e N^+ N_e$; $N^+ = N^- + N_e$, где N^+ , N^- , N_e — концентрация положительных, отрицательных ионов и электронов соответственно; G — радиационный выход электрон-ионных пар $G = 2,08 \cdot 10^9 \text{ P}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$; I — мощность дозы γ - β -излучения, $\text{P}/\text{с}$; N_0 — концентрация кислорода в воздухе; $k_e = 7 \cdot 10^{-7}$; $k_u = 1,4 \cdot 10^{-6}$ — коэффициент электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации соответственно, $\text{см}^3/\text{с}$; $k_3 = 8,8 \cdot 10^{-11}$ — коэффициент захвата электронов, $\text{см}^3/\text{с}$, при этом время жизни электрона в квазисвободном состоянии составляет $\tau_e \sim 1/k_3 N_0 \sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. При стационарных или квазистационарных условиях, полагая левые части уравнений равными нулю, находим: при $I = 1 \text{ P}/\text{с}$ $N_e \sim 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $N^+ \approx N^- \approx 6,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. По этой причине в дальнейшем будем рассматривать только ионную плазму.

Все носители положительных и отрицательных зарядов в воздушной среде характеризуются различной подвижностью. При равной массе подвижность отрицательных ионов одного и того же элемента по сравнению с положительными больше. Подвижность легких ионов в собственном газе в пределе слабого электрического поля описывается выражением [5] $\mu = 0,341 e / (N \sqrt{MKT} \sigma_{\text{рез}}(2,13V_T))$; $V_T = \sqrt{2kT/M}$, где e — заряд электрона; N — концентрация молекул, $2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; M — масса молекулы; k — постоянная Больцмана; $\sigma_{\text{рез}}$ — сечение резонансной перезарядки. Резонансная перезарядка — процесс, связанный с просачиванием валентного электрона через потенциальный барьер в поле притяжения соседней частицы, т.е. под перезарядкой понимается одна из реакций: $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ или $A^- + BC \rightarrow A + BC^-$. Сечение резонансной перезарядки описывается формулой [6] $\sigma_{\text{рез}}(E) = \sigma(E_0) - B \ln(E/E_0)$ при $E_0 = 300 \text{ К} \approx 0,025 \text{ эВ}$. Используя табличные данные для $\sigma(E_0)$ и B [6], можно показать, что сечение перезарядки O_2^- меньше, чем O_2^+ , и соответственно подвижность отрицательного иона будет по сравнению с положительным больше. Различие в подвижности носителей заряда приводит и к различию коэффициентов диффузии, которые при этом описываются формулой $D = 0,341 \sqrt{kT/M} [N \sigma_{\text{рез}}(2,13V_T)]$. Система уравнений, описывающих пространственное распределение ионов того и другого знаков в диффузионно-дрейфовом приближении, имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial N^+}{\partial t} = GI - k_r N^+ N^- - \mu_+ N^+ \text{div} E - \mu_+ E \text{grad}(N^+) + D_+ \text{div}[\text{grad}(N^+)] \\ \frac{\partial N^-}{\partial t} = GI - k_r N^+ N^- + \mu_- N^- \text{div} E + \mu_- E \text{grad}(N^-) + D_- \text{div}[\text{grad}(N^-)] \\ \text{div} D = e(N^+ - N^-), D = \varepsilon \varepsilon_0 E, E = E_a + E_{\text{вн}}, E_{\text{вн}} = E_z e_z + E_r e_r, E_r = 0 \end{cases} \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{cases} N^+(r, z, t) \Big|_{r=0} = 0; \\ N^-(r, z, t) \Big|_{r=0} = 0, \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial N^-}{\partial r}(r, z, t) \Big|_{r=0} = 0, N^-(r, z, t) \Big|_{z=0} = 0; \\ \frac{\partial N^+}{\partial r}(r, z, t) \Big|_{r=0} = 0, N^+(r, z, t) \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0; \\ N^-(r, z, t) \Big|_{r \rightarrow \infty} = N^+(r, z, t) \Big|_{r \rightarrow \infty} = 0, \end{cases}$$

где E_a — напряженность собственного электрического поля, возникающего при разделении ионов; $E_{\text{вн}}$ — напряженность внешнего поля Земли; μ_+ , μ_- — подвижность положительных и отрицательных ионов соответственно; D_+ , D_- — коэффициент диффузии положительных и отрицательных ионов; $k_r = k_u$; ε — диэлектрическая проницаемость воздуха; $I(r, z)$ — мощность дозы ($\text{P}/\text{с}$), создаваемая γ - β -излучением радиоактивной примеси. На рис. 2 приведено распределение $I(r, z) \Big|_{r=\text{const}}$ (1), $I(r, z) \Big|_{z=\text{const}}$ (2) от источника, представляющего собой вентиляционную трубу АЭС, заполненную радиоактивным газом. Из анализа распределений следует, что эффективная область ионизации, подобно наблюдаемой РЛС, создается на высоте не более чем 100 м от устья трубы. Таким образом, анализ распределения мощности дозы и соответственно концентрации ионов, пропорциональной распределению $I(r, z)$, затруднения в понимании и объяснении наблюдаемых радиолокационными станциями свечей или столбов от радиоактивных пятен над подстила-

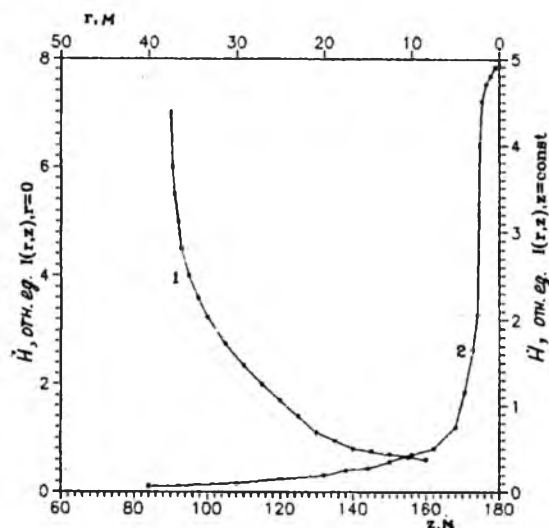


Рис. 2. Распределение мощности экспозиционной дозы как функция высоты z на оси вентиляционной трубы АЭС и радиуса r над трубой

$\partial N / \partial t = GI - kN^2 + D_a \Delta N$, где Δ — оператор Лапласа с соответствующими граничными и начальными условиями. Для ионов кислорода $\mu_{O_2^-} = 0,63 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_{O_2^+} = 0,53 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$,

$D_{O_2^-} = 0,016 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_{O_2^+} = 0,014 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_a = 0,015 \text{ см}^2/\text{с}$ при $\text{grad}(N)/N \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $|E_a| \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ В/см}$.

Для сравнения отметим, что электрическое поле Земли вблизи поверхности составляет $\sim 1,3 \text{ В/см}$ при ее полном заряде $-5,7 \cdot 10^5 \text{ Кл}$ [8]. Полагая, что отрицательные заряды на высоту 10—14 км поднимаются за счет их дрейфа в электрическом поле Земли, в уравнениях (2), (3) последними членами можно пренебречь, а вместо $E = E_a + E_{\text{вн}}$ ограничиться $E_{\text{вн}}$. Выражение для плотности тока дрейфа при $E_z(z) = |E_{\text{вн}}|$ будет иметь вид $j_{\text{др}} = e(\mu_+ + \mu_-) N(r, z) E_z(z)$.

В поперечном направлении распространение ионов без учета собственного магнитного поля, создаваемого током $j_{\text{др}}$, и вертикальной составляющей магнитного поля Земли могло бы осуществляться за счет диффузии, однако как возникновение азимутальной составляющей H_ϕ собственного магнитного поля, так и наличие вертикальной составляющей $H_{\text{вн}}$ магнитного поля Земли существенно изменяют поведение ионов. При больших значениях продольного тока $j_{\text{др}}$ возникающее собственное магнитное поле H_ϕ может удерживать равновесную конфигурацию плазмы. При локальном увеличении тока возможно образование перетяжек (так называемый z -пинч) [7, 9]. Для описания равновесия плазмы, покоящейся в постоянном магнитном поле, воспользуемся уравнениями магнитной гидродинамики [9]

$$\begin{cases} \text{grad} P = c^{-1} [jH]; \\ j = \frac{c}{4\pi} \text{rot}(H); \\ \text{div} H = 0, \end{cases} \quad (4)$$

$$j = \frac{c}{4\pi} \text{rot}(H); \quad (5)$$

$$\text{div} H = 0, \quad (6)$$

где P — газикинетическое давление плазмы $P(r) = N(r) kT$; c — скорость света; j — вектор плотности тока; H — вектор напряженности магнитного поля. В цилиндрической системе координат при $j_r = 0$, $j_\phi = 0$, $j_z = j_{\text{др}}(r)$, $H_z = 0$, $H_r = 0$ система уравнений (4)—(6) позволяет найти зависимость равновесного радиуса плазмы r_a от плотности тока j_z . Решая систему при условии $P(r_a) = 0$, находим $H_\phi = 2\bar{J}/cr$, $\bar{J} = j_z \pi r_a^2$;

$$j_z = e(\mu_+ + \mu_-) E_z \bar{N}; \quad \bar{N} = \int_0^{r_a} N(r) dr / r_a; \quad P \pi r_a^2 = \bar{J}^2 / 2c^2; \quad \bar{P} = kT \bar{N}, \quad r_a = \frac{c}{j_z} \sqrt{2kT \bar{N} / \pi} =$$

$= c \sqrt{2kT / \pi} / e(\mu_+ + \mu_-) E_z$. Из последнего выражения следует, что уменьшение равновесного радиуса r_a может быть обусловлено как уменьшением температуры T , так и ростом напряженности электрического поля E_z , причем последнее может быть связано с локальной неоднородностью (слоистостью) атмосферы.

Для плотности тока $j_z \sim 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$ ($\bar{N} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$) равновесный радиус составляет $r_a \sim 10^{10} \text{ см}$, т.е. значительно больше, чем характерный поперечный размер плазмы $L \sim 10^3 \text{ см}$. Напряженность азимутального магнитного поля, создаваемого этим током при характерном радиусе $r \sim L$, определяется

ющей поверхностью и радиоактивными захоронениями, а также устойчивость этих образований не позволяют дать разумной интерпретации экспериментальным данным без привлечения дополнительной информации об электрическом и магнитном полях Земли.

При отсутствии внешнего электрического поля ($|E_{\text{вн}}| = 0$) пространственное распределение ионов будет обусловлено амбиполярной диффузией [7], а плазма при выполнении условия $r_D \ll L$, где

r_D — радиус Дебая ($r_D = \sqrt{kT / 8\pi e^2 N} \sim 1 \text{ см}$ при $N \approx \sqrt{G T / k} \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$, $I \sim 10^{-4} \text{ Р/ч}$, L — характерное расстояние, на котором существенно изменяется концентрация ионов, будет являться квазинейтральной $N^+ \approx N^-$. При этом коэффициент амбиполярной диффузии определяется выражением $D_a = (D_+ \mu_+ + D_- \mu_-) / (\mu_+ + \mu_-)$, собственное электрическое поле — формулой $E_a = [(D_+ - D_-) / (\mu_+ + \mu_-)] \text{ grad}(N) / N$, где

$N = N^+ = N^-$ определяется решением уравнения

$H_\phi \sim 1,2 \cdot 10^{-8}$ А/м. Отметим, что нормальная составляющая магнитного поля Земли составляет ~ 20 А/м [8]. Таким образом, если с помощью азимутального магнитного поля, обусловленного дрейфовым током ионов в электрическом поле Земли, и удастся объяснить появление перетяжек на большой высоте в плазменных столбах, где низкая температура очевидна и, по-видимому, имеет место слоистость атмосферы, что может приводить к локальному росту E_z , то устойчивость плазменного образования в приземном слое атмосферы на основе этого механизма объяснить невозможно.

Рассмотрим влияние нормальной составляющей магнитного поля Земли на формирование плазмоида. На ион массой M , движущийся со скоростью $v = \sqrt{2kT/M}$ поперек магнитного поля, действует сила Лоренца, что приводит к его вращению вокруг силовой линии с циклотронной частотой $\omega_c = |e|B/M \approx 150 \text{ с}^{-1}$ (B — магнитная индукция) и ларморовским радиусом $r_L = v/\omega_c \approx 60$ см. Круговой ток, создаваемый вращающимся во внешнем магнитном поле зарядом, возбуждает собственное магнитное поле, направленное в сторону, противоположную направлению внешнего поля. Если в распределении $N(r)$ плазмоида концентрация ионов уменьшается с ростом r (см. рис. 2, кривая 2), то в центральной области эффективное поле будет меньше, чем на периферии, а в области, где плазма отсутствует, — равно внешнему. Чтобы изменить циклотронную частоту вращающегося иона или перевести его на другую орбиту, необходимо затратить энергию. Это и говорит о том, что во внешнем поле при достижении равновесия плазма стабилизируется. Направляя внешнее магнитное поле по оси Z , пространственное распределение эффективного магнитного поля также может быть получено из системы уравнений (4) — (6). При $H_\phi = 0$, $j_r = 0$ и с учетом того, что $j_z \sim 0$, находим $d/dr[H_z^2/8\pi + P] = 0 \rightarrow H_z^2/8\pi + P = \text{const} = H_{\text{нн}}^2/8\pi$, где H_z — вертикальная составляющая эффективного магнитного поля. Полагая $H_{\text{нн}}^2 \gg 8\pi P(r)$, из последнего уравнения находим $H_z = H_{\text{нн}} - 4\pi P(r)/H_{\text{нн}}$. Величина $H_z^2/8\pi$ называется магнитным давлением и представляет собой давление, которое магнитное поле оказывает на плазму. Второй член в правой части последнего уравнения может быть представлен как магнитное поле, обусловленное азимутальным током, который возникает в плазме при наличии градиента давления, чтобы обеспечить ее равновесное состояние. При заданной мощности источника β — γ -излучения радиоактивной примеси или загрязненной радиоактивными аэрозолями поверхности образующаяся ионная плазма за счет амбипольной диффузии диффундировала бы во все стороны с одинаковой скоростью. При наличии дополнительного канала в виде электрического поля Земли диффузионный процесс в поперечном направлении (по радиусу) может прекратиться за счет как давления магнитного поля на плазму, так и возникновения дополнительного стока в виде дрейфового тока в электрическом поле Земли. Наличие этих причин и приводит к равновесному состоянию плазмы при заданной мощности источника. Таким образом, возникающая при ионизации воздуха плазма в состоянии равновесия стабилизируется в поперечном направлении, в основном, за счет магнитного поля Земли. За счет ее электрического поля ионы участвуют в дрейфовом токе и могут достигать значительной высоты (до 14 км), создавая плазменную цилиндрическую поверхность. Ионы в смешанных электрическом и магнитном полях перемещаются по винтовым линиям. Очевидно, что такие образования могут возникать как над радиоактивными захоронениями, поверхностями загрязненных радиоактивными аэрозолями крыш зданий, так и над вентиляционными трубами АЭС.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в холодной плазме. Изучение распространения электромагнитных волн в плазме сводится к решению двух задач, первая из которых состоит в нахождении зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon'(N(r))$ от концентрации заряженных частиц, характеризующих плазму, вторая — в решении волновых уравнений при заданной функции $\epsilon'(r)$ и определении коэффициента отражения электромагнитной волны.

В рамках элементарной теории зависимость ϵ и σ от концентрации электронов и ионов имеет вид: $\epsilon' = \epsilon - (4\pi\sigma/\omega) i$, где i — мнимая единица. В приближении, отвечающем элементарной теории, для ионной плазмы с равной концентрацией ионов того и другого знаков получаем [10] $\epsilon = 1 - 8\pi e^2 N / (M(\omega^2 + \nu_{\text{эф}}^2))$; $\sigma = 2e^2 N \nu_{\text{эф}} / M(\omega^2 + \nu_{\text{эф}}^2)$; $\omega = 2\pi c/\lambda_0$; λ_0 , c — длина волны и скорость света в вакууме соответственно. Для ионов $\nu_{\text{эф}}$ описывается выражением $\nu_{\text{эф}} = 4 \cdot 10^9 (N_m / 2,7 \cdot 10^{19}) \sqrt{T/300}$.

При распространении электромагнитных волн диэлектрическая проницаемость ϵ и проводимость σ играют вспомогательную роль. Непосредственный же физический смысл имеют показатели преломления n и поглощения κ . Их значения в предельных случаях описываются выражениями $n = \sqrt{\epsilon}$, $\kappa = 0$. Если $\sigma \neq 0$, то при выполнении неравенства $|e| \gg 4\pi\sigma/\omega$ для $\epsilon > 0$ $n = \sqrt{\epsilon}$, $\kappa = 2\pi\sigma/\omega\sqrt{\epsilon}$. Более корректные выражения для ϵ , σ , n и κ получают в рамках кинетической теории.

Распространение электромагнитной волны в среде в общем случае описывается системой уравнений Максвелла, которая после несложных преобразований сводится либо к уравнению для электрического поля

$$\Delta \mathbf{E} - \text{grad div} \mathbf{E} + (\omega^2/c^2)\epsilon'(\omega, r) \mathbf{E} = 0, \quad (7)$$

либо для магнитного. Рассматривая прохождение электромагнитной волны через ионизированный слой воздуха в пограничном слое атмосферы, ограничимся частным случаем нормального падения волны на слой неоднородной среды. В этом случае поля $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ будут зависеть лишь от одной координаты и уравнение (7)

принимает вид $d^2E/dz^2 + (\omega^2/c^2)\epsilon'(\omega, z)E = 0$, где под E понимается компонент E_x или E_y (из уравнения (7) сразу следует, что $E_z = 0$, если $\epsilon'(\omega, z) \neq 0$). Строгие решения последнего уравнения могут быть получены лишь для определенных зависимостей $\epsilon'(\omega, z)$, но приближенное решение, выражаемое аналитической зависимостью, находят в рамках приближения геометрической оптики. Суть этого приближения состоит в том, что если в неоднородной среде ее свойства слабо изменяются на длине волны, то в небольшой области распространения волны близко к распространению в однородной среде с показателями преломления и поглощения, соответствующими данному участку неоднородной среды. Условие медленности изменения свойств на длине волны, т.е. условие применимости приближения геометрической оптики, можно считать выполненным при $\lambda_0/2\pi \left| \frac{dn}{dz}/n^2 \right| \ll 1$, где $\lambda = \lambda_0/n = \lambda_0/\sqrt{\epsilon}$ — длина волны в среде. Это условие не выполняется в случаях, если $\epsilon \rightarrow 0$, $n \rightarrow 0$ или $dn/dz \rightarrow \infty$. И в том и в другом случае имеет место полное отражение электромагнитной волны. В частности, отражение имеет место при наличии резких градиентов, причем коэффициент отражения не слишком мал только тогда, когда переходная область от одного значения n к другому $\sim \lambda_0/2\pi$ и меньше. Оценим мощность дозы γ -излучения, а также концентрацию ионов в случае отражения электромагнитной волны от ионной плазмы при длине волны $\lambda = 10$ см, $\omega = 1,9 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Величина $v_{эф}$ при атмосферном давлении и $T = 300$ К равна $4 \cdot 10^9$ с⁻¹, концентрация ионов, при которой $\epsilon = 0$, $N = M\omega^2/4\pi e^2 \approx 6,55 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Мощность дозы в этом случае должна составлять $I \approx 2,89 \cdot 10^{16}$ Р/с. Для электрон-ионной плазмы соответствующие величины равны $N_e = 9,1 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $I \approx 10^{10}$ Р/с. Эти оценки убедительно показывают, что первое условие ($\epsilon \rightarrow 0$ или $n \rightarrow 0$) не может быть выполнено, поскольку мощность дозы γ -излучения реальных выбросов радиоактивной примеси даже при запроектных авариях на АЭС во много раз меньше найденного значения.

Из анализа распределения $I(r)$ (см. рис. 2, кривая 2) следует, что область, где градиент мощности дозы наибольший, равна примерно двум диаметрам вентиляционной трубы. Если учесть, что пространственное распределение мощности дозы β -излучения имеет подобное ограничение (пробег электрона в воздухе с $E_e \approx 0,5$ МэВ составляет $R_e \approx 1,5$ м), то становится очевидным, что фронтальное распределение ионов в источнике также будет иметь достаточно резкую границу. Более того, столь же резкую границу будут иметь и плазменные образования. Это следует из того, что размытие фронта ионной плазмы за счет амбиполярной диффузии в отличие от нейтральных частиц не может быть больше радиуса Дебая. Поэтому после достижения равновесия и стабилизации во внешнем магнитном поле фронтальная поверхность будет также иметь резкую границу, что и позволяет использовать градиентный механизм отражения электромагнитных волн от плазменных образований.

Если dn/dz резко изменяется на расстоянии, малом по сравнению с длиной волны $c/\omega = \lambda_0/2\pi$, то эта область изменения n может быть аппроксимирована скачком, для которого справедливо следующее выражение для коэффициента отражения:

$$|R| = \frac{\lambda_0}{8\pi} \frac{\left| \left(\frac{dn}{dz} \right)_2 - \left(\frac{dn}{dz} \right)_1 \right|}{n^2(0)} = \frac{\lambda_0}{8\pi} \left[\left(\frac{dn}{dz} \right)_2 - \left(\frac{dn}{dz} \right)_1 \right] = \frac{\lambda_0 e^2}{4M\omega^2} \left[\left(\frac{dn}{dz} \right)_2 - \left(\frac{dn}{dz} \right)_1 \right], \quad (8)$$

где начало координат $z = 0$ помещено в точку скачка; $(dn/dz)_{1,2}$ — производная dn/dz с обеих сторон скачка;

$n(0) = 1$. Поскольку $n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 - 4\pi e^2 N(z)/M\omega^2}$, $dn/dz = -1/2\epsilon^{-1/2} 4\pi e^2/M\omega^2 (dN/dz) \approx -2\pi e^2/M\omega^2 (dN/dz)$, так как $\epsilon \approx 1$. В общем случае коэффициент отражения $|R|$ определяется формулой

$$|R| = \frac{\lambda_0 e^2}{4M\omega^2} \sqrt{\left(\frac{dN}{dz} \right)_2^2 - 2 \left(\frac{dN}{dz} \right)_2 \left(\frac{dN}{dz} \right)_1 \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (z - z_0) \right] + \left(\frac{dN}{dz} \right)_1^2}. \quad (9)$$

Если $(z_2 - z_1)/\lambda$ целое число, то число $4(z_2 - z_1)/\lambda$ всегда четное и $\cos(2\pi m) = (-1)^{2m} \equiv 1$, где $m = (z_2 - z_1)/\lambda$ есть число тоже четное, и уравнение (9) принимает вид (8). По-видимому, оптимальная длина волны, при которой коэффициент отражения будет максимальным, должна находиться в метровом диапазоне. Это следует из того, что поперечные размеры плазмоида могут зависеть как от мощности источника, так и от метеорологических условий и не являются постоянными. Увеличение же длины волны выше поперечного размера плазмоида должно приводить к уменьшению коэффициента отражения просто за счет его отгибания. Для сантиметровой и дециметровой длины волны эффект также будет наблюдаться при целом $(z_2 - z_1)/\lambda$, где $z_2 - z_1$ — поперечный размер плазмоида. Для оценки коэффициента отражения $|R|$ воспользуемся уравнением амбиполярной диффузии ионов, в котором при выполнении условия $D_0 \Delta N \sim D_0 N/L^2 \ll k N^2$ пренебрежем третьим членом и, ограничиваясь асимптотическим решением полученного уравнения, найдет, что $N = \sqrt{G\Gamma(r)/k_r}$, $|R| = \lambda^3 e^2 / 8\pi M c^2 \sqrt{G\Gamma(r)/k_r} dI/dr$. Из последнего следует, что чем резче выражен фронт в распределении мощности дозы от радиоактивной примеси, тем выше ко-

ээффициент отражения $|R|$. Используя формулу (1) и последнее выражение для модуля $|R|$, можно показать, что при представлении мощности дозы β - γ -излучения радиоактивной примеси выражением $I = q[B_{\sigma\gamma} + 0,23 \cdot 10^6 \bar{E}_{\beta}]$ [11], где $B_{\sigma\gamma}$ — дозовый коэффициент γ -излучения; $0,23 \cdot 10^6 \bar{E}_{\beta}$ — вклад β -излучения в суммарную мощность дозы, мощность выброса P_{Σ} можно определить по измеренному коэффициенту отражения, так как $|R| \sim \sqrt{P_{\Sigma}}$.

В заключение отметим, что рассматриваемый метод имеет большие возможности для дистанционного определения мощности выброса радиоактивной примеси АЭС. Однако для окончательного решения вопроса о внедрении в практику необходимо провести комплексные исследования, включающие определение метеорологических условий, изотопного состава выбросов или аэрозолей, осевших на подстилающую поверхность, их активность, характерные размеры области радиоактивного загрязнения, частотный диапазон электромагнитных волн, в котором наблюдаются сигналы, и т.д. Иначе интерпретация результатов может привести к заведомо ложным выводам. Например, высота плазмоида непосредственно будет зависеть от метеорологических условий, поскольку наличие или отсутствие облачности, осадков существенно влияет на электрическое поле и высоту подъема зарядов [12], поэтому без знания подобной зависимости его высота может быть неверно связана только с мощностью выброса радиоактивной примеси в атмосферу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боярчук К.А., Кононов Е.Н., Ляхов Г.А. Радиолокационное обнаружение областей локальной ионизации в приземных слоях атмосферы. — Письма в ЖТФ, 1993, т. 19, вып. 6, с. 67—72.
2. Елохин А.П., Соловей А.Ф. Оценка и прогнозирование масштабов радиоактивного загрязнения окружающей среды при выбросах АЭС. — Атомная энергия, 1994, т. 77, вып. 2, с. 145—152.
3. Пшежецкий С.Я., Дмитриев М.Т. Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде. М.: Атомиздат, 1978. 182 с.
4. Пшежецкий С.Я. Механизм радиационно-химических реакций. М.: Химия, 1968. 368 с.
5. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968. 363 с.
6. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с.
7. Чен Ф. Введение в физику плазмы. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 398 с.
8. Физические величины. Справ. под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
9. Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
10. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
11. Гусев Н.Г., Беляев В.А. Радиоактивные выбросы в биосфере. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 256 с.
12. Лайтхман Д.Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 340 с.

Поступило в Редакцию 11.09.95

УДК 539.125.5.17

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И РЕЗОНАНСНЫЙ ИНТЕГРАЛ ДЕЛЕНИЯ ^{238}Pu

Зенкевич В.С. (РНЦ «Курчатовский ин-т»), Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б.,
Яковлев В.А. (РИ им. В.Г. Хлопина)

В настоящее время ^{238}Pu находит применение в качестве источника энергии в медицине и космической технике. При определении скорости накопления ^{238}Pu в реакторном топливе кроме сечений (n, γ) - и $(n, 2n)$ -реакций для учета выгорания необходимо знать сечение деления ^{238}Pu в тепловой и резонансной области энергии нейтронов. Ранее сечение деления ^{238}Pu на тепловом спектре (σ_f) и резонансный интеграл (I_f) были измерены в работах [1—5]. Данные этих работ представлены в таблице. Как видно из таблицы, σ_f и I_f имеют значительный разброс, I_f кроме того, и большие погрешности измерения.

В настоящей работе ^{238}Pu был получен из α -распада ^{242}Cm , предварительно очищенного от плутония. Мишень, приготовленная распылением в вакууме, содержала $2,10 \pm 0,01$ мкг ^{238}Pu , $10,6 \pm 0,5$ нг ^{239}Pu . Прямое определение ^{239}Pu по площади резонанса при 0,3 эВ при измерении с этой мишенью энергетической зависимости сечения деления на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [7]. Мишень